УДК 536.2

П.В. Балабанов, С.В. Пономарев

К ВОПРОСУ ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ РЕГУЛЯРНОГО ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ВТОРОГО РОДА

В настоящее время одним из приоритетных направлений современной науки является разработка технологии получения и использования наноматериалов. Область применения наноматериалов все более расширяется, что обусловлено, прежде всего, значительным отличием их свойств от уже хорошо изученных и применяемых в производстве материалов. В связи с этим, особое внимание уделяется исследованию свойств наноматериалов, в том числе и теплофизических свойств (ТФС) – теплопроводности, теплоемкости, температуропроводности.

Другим приоритетным направлением является разработка современных средств обеспечения безопасности человека, к которым относятся и средства поддержания необходимого для дыхания газового состава атмосферы в замкнутых объемах. В состав этих средств входят регенеративные продуты, предназначенные для поглощения углекислого газа и выделения кислорода в результате протекающей в них химической реакции. Информация о теплофизических свойствах регенеративных продуктов имеет важное значение для расчетов конструктивных параметров средств регенерации.

В данной статье рассмотрен вопрос разработки метода измерения ТФС материалов, имеющих форму неограниченного цилиндра, или порошковых материалов, помещенных в цилиндрическую форму. В основу метода положена теория регулярного теплового режима 2 рода.

Рассмотрим сплошной неограниченный цилиндр радиуса R, на боковые поверхности которого воздействует источник теплоты постоянной мощности q (рис. 1).

В этом случае температурное поле в цилиндрическом образце описывается дифференциальным уравнением вида

$$\frac{\partial T(r,\tau)}{\partial \tau} = a\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\frac{\partial T(r,\tau)}{\partial r}\right], \quad 0 < r < R, \quad \tau > 0, \tag{1}$$

с граничными условиями

$$\frac{\partial T(0,\tau)}{\partial r} = 0, \quad \lambda\frac{\partial T(R,\tau)}{\partial r} = q, \tag{2}$$

где λ, a – коэффициенты теплопроводности и температуропроводности.

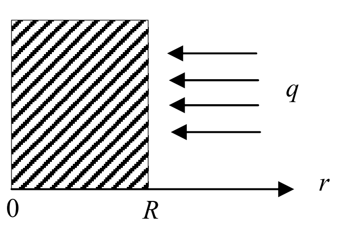

Рис. 1 Физическая сущность процесса

Начальные условия запишем в виде

$$T(r,0)=T_0=\text{const}\ . \quad (3)$$

В безразмерных переменных задача (1) – (3) примет вид:

$$\frac{\partial\theta(\bar r,\text{Fo})}{\partial\text{Fo}}=\frac{1}{\bar r}\frac{\partial}{\partial\bar r}\left[\bar r\,\frac{\partial\theta(\bar r,\text{Fo})}{\partial\bar r}\right],\quad 0<\bar r<1; \quad (4)$$

$$\frac{\partial\theta(0,\text{Fo})}{\partial\bar r}=0,\quad \frac{\partial\theta(1,\text{Fo})}{\partial\bar r}=1\ ; \quad (5)$$

$$\theta(\bar r,0)=0\ , \quad (6)$$

где $\theta(\bar r,\text{Fo})=[T(r,\text{Fo}\ R^2/a)-T_0]/(qR/\lambda)$ – безразмерная температура; $\text{Fo}=a\tau/R^2$ – число Фурье; $\bar r=r/R$.

Рассмотрим решение задачи (4) – (6) при $\text{Fo}>\text{Fo}^*$, где Fo^* – время наступления в цилиндре регулярного режима 2 рода.

Из литературы [1, 2], а также из физических соображений следует, что поле избыточной температуры $\theta(\bar r,\text{Fo})-\bar\theta(\text{Fo})$ будет автомодельно относительно координаты Fo. $\bar\theta(\text{Fo})$ – среднемассовая температура цилиндра, определяемая из выражения

$$\bar\theta(\text{Fo})=\int_0^1\theta(\bar r,\text{Fo})\bar r d\bar r\Big/\int_0^1\bar r d\bar r\ . \quad (7)$$

Учитывая вышесказанное, решение задачи (4) – (6) можно представить в виде [3]

$$\theta(\bar r,\text{Fo})-\bar\theta(\text{Fo})=A\text{Fo}+F(\bar r), \quad (8)$$

где A – постоянная; $F(\bar r)$ – неизвестная функция.

Подставив уравнение (8) в (4), получим

$$A=\frac{1}{\bar r}\frac{\partial}{\partial\bar r}\left[\bar r\,\frac{\partial F(\bar r)}{\partial\bar r}\right].$$

Решение последнего уравнения с учетом граничных условий (5), начального условия (6) и формулы (7) даст выражение для вычисления неизвестной функции $F(\bar r)$.

$$F(\bar r)=0{,}5(\bar r)^2-0{,}25\ . \quad (9)$$

Для вычисления коэффициента A воспользуемся граничным условием $\dfrac{\partial\theta(1,\text{Fo})}{\partial\bar r}=1$. Получим $A=2$.

Подставив выражения для $F(\bar r)$ и A в уравнение (8), получим

$$\theta(\bar r,\text{Fo})-\bar\theta(\text{Fo})=2\text{Fo}+0{,}5(\bar r)^2-0{,}25\ . \quad (10)$$

Из уравнения (10) следует, что

$$\theta(\bar r_1,\text{Fo})-\theta(r_2,\text{Fo})=0{,}5(\bar r_1^2-\bar r_2^2)$$

или

$$\frac{T(r_1,\tau)-T(r_2,\tau)}{q\,R/\lambda}=\frac{1}{2R^2}(r_1^2-r_2^2)\ .$$

Путем несложных преобразований последнего выражения получаем формулу для расчета теплопроводности цилиндрического тела по известным температурам в двух его сечениях и тепловому потоку

$$\lambda=\frac{1}{2R}q(r_1^2-r_2^2)/(\text{T}(r_1,\tau)-\text{T}(r_2,\tau))\ . \quad (11)$$

С целью получения расчетной формулы для вычисления объемной теплоемкости исследуемого материала составим тепловой баланс для части цилиндрического тела единичной длины.

К этой части в единицу времени подводится количество теплоты

$$Q_1=qS=q2\pi Rh\,,$$

где S – площадь тела; h – высота тела.

В этой части тела в единицу времени аккумулируется тепло в количестве

$$Q_2=cm\frac{\partial T}{\partial\tau}=c\rho V\frac{\partial T}{\partial\tau}=c\rho\pi R^2h\frac{\partial T}{\partial\tau}\ ,$$

где c – удельная теплоемкость; ρ – плотность; m – масса; V – объем цилиндрического тела.

Тепловой баланс системы (при условиях адиабатичности процесса) запишется в виде $Q_1 = Q_2$ или $q 2\pi R h = c\rho\pi R^2 h\, \partial T / \partial\tau$.

Путем несложных преобразований получим выражение для расчета искомой объемной теплоемкости

$$c\rho = 2q / (kR), \tag{12}$$

где $k = \partial T / \partial\tau$ – скорость нагрева.

Искомую температуропроводность можно вычислить по формуле

$$a = \lambda / (c\rho). \tag{13}$$

Таким образом, нами получены формулы (11) – (13) для расчета теплофизических свойств цилиндрического образца по экспериментальным данным: температурам $T(r_1, \tau)$, $T(r_2, \tau)$ в двух сечениях цилиндрического тела, тепловому потоку q, скорости нагрева k.

В заключение следует отметить, что регулярный тепловой режим второго рода наступает в образцах при [4] $\mathrm{Fo} > 0{,}2$, что в ряде случаев приводит к значительному увеличению времени выхода на регулярную стадию теплового режима. К примеру, как показали результаты численного моделирования, при $\lambda = 1{,}37$ Вт/(м · К), $a = 6{,}92 \cdot 10^{-7}$ м^2/с, $q = 1000$ Вт/м^2, $R = 0{,}125$ м, $k = 0{,}008311$ град/с время выхода на регулярную стадию теплового режима составляет около 50 мин. При этом образец разогревается с 20 до 70 °С, что уже не позволяет измерять ТФС при комнатных температурах. В связи с этим актуальной задачей является разработка методики измерения ТФС на нерегулярной стадии теплового режима.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Лыков, А.В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков. М. : Высшая школа, 1967. 599 с.

2 Кондратьев, Г.М. Регулярный тепловой режим / Г.М. Кондратьев. М. : Гостехиздат, 1954. 408 с.

3 Петухов, Б.С. Опытное изучение процессов теплопередачи / Б.С. Петухов. М.–Л. : Госэнергоиздат, 1952. 344 с.

4 Тихонов, А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. М. : Наука, 1972. 735 с.

Кафедра «Автоматизированные системы и приборы»